Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2016, т. 42, № 10, с. 1198–1204

О возможности повышения критической температуры высокотемпературных сверхпроводников на основе синтеза новых классов ВТСП соединений

А.М. Савченко[1], М.А. Савченко[2]

[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет г. Москва, 119991, Россия*
E-mail: emsavchenko@gmail.com

[2]*Академия инженерных наук им. А.М. Прохорова Пресненский вал, 19, г. Москва, 123557, Россия*
E-mail: savchenko2402@mail.ru

Статья поступила в редакцию 28 марта 2016 г., опубликована онлайн 29 августа 2016 г.

Рассматривается эффект обменного усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) системах и определяется верхняя граница применимости квазилинейных уравнений. Описано спин-фононное взаимодействие в ВТСП фазе. Показано, что, если резонансное значение волнового вектора $k_{\text{rez}} << p_F$, применение квазилинейных уравнений оправдано, так как k_{rez} порядка обратной корреляционной длины k_c, которая, в свою очередь, не превышает обратную длину когерентности (т.е. $k_c << p_F$). Таким образом, квазилинейная теория ВТСП позволяет корректно вычислять T_c для случаев, когда параметр спин-фононной связи $\xi >> 1$, и определять характеристики синтеза новых ВТСП материалов с более высокой T_c.

Розглядається ефект обмінного посилення ефективної електрон-фононної взаємодії в високотемпературних надпровідних (ВТНП) системах і визначається верхня межа застосовності квазілінійних рівнянь. Описано спін-фононну взаємодію в ВТНП фазі. Показано, що, якщо резонансне значення хвильового вектора $k_{\text{rez}} << p_F$, застосування квазілінійних рівнянь є виправданим, тому що k_{rez} є порядку оберненої кореляційної довжини k_c, яка, в свою чергу, не перевищує обернену довжину когерентності (тобто $k_c << p_F$). Таким чином, квазілінійна теорія ВТНП дозволяє коректно обчислювати T_c для випадків, коли параметр спін-фононного зв'язку $\xi >> 1$, і визначати характеристики синтезу нових ВТНП матеріалів з більш високою T_c.

PACS: **74.20.–z** Теории и модели сверхпроводящего состояния;
74.70.Dd Тройные, четверные и многокомпонентные соединения (включая фазы Шевреля, борокарбиды и т.д.).

Ключевые слова: ВТСП, критическая температура, спин-фононное взаимодействие, корреляционная длина.

1. Введение

Проблема синтеза новых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с более высокими значениями критической температуры чем те, которые достигнуты в настоящее время ($T = 125$ К для системы Tl–Ba–Ca–C–O), на сегодняшний день стоит крайне остро. Главная причина острой необходимости синтеза новых ВТСП соединений с более высокой критической температурой определяется тем, что основным недостатком керамических ВТСП соединений со структурой типа перовскита, сдерживающим их широкое применение в электронике, электронно-вычислительной технике и тем более в сильноточной электротехнике, является относительно невысокая плотность критического тока j_c. Последние экспериментальные данные, полученные при измерении критической плотности тока j в монокристаллах и керамиках, демонстрируют следующее. Так, в работе [1] исследовался монокристалл $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, в котором последовательно проводилась замена различных элементов, составляющих основную матрицу ($Bi \to Pb$; $Ca \to Ba,Y$; $Cu \to Li$), с сохранением стехиометрии исходного состава. Соответствующая замена приводила к снижению критической температуры T_c. Следует, однако, заметить, что замена меди литием в области значений малых концентраций ($x < 0,1$) не приводила к снижению T_c (более того, T_c даже немного увеличивалась, $\Delta T_c \cong 1$ К). При увеличении концентрации лития T_c довольно резко снижалась. Замена кальция барием привела к увеличению критической плотности тока: при $Ca \to Ba$ (18%) j_c составила $8,5 \cdot 10^5$ А/см^2. К сожалению, таких значений критической плотности тока не удалось пока достичь на керамических образцах. Тем не менее в настоящее время на базе соединения Bi–Sr–Ca–Cu–O [2] изготовлен провод длиною 100 м с критической плотностью тока при температуре жидкого азота $j_c = 10^5$ А/см^2. В основном попытки увеличить критическую плотность тока сводятся к допированию ВТСП соединений, в которых наблюдается наиболее высокая критическая температура T_c (соединения на основе висмута и таллия), различными высокопроводящими металлами. Так, в работе [3] было показано, что допирование соединения Bi–Pl–Sr–Ca–Cu–O десятью процентами серебра приводит при $T = 77$ К для объемного образца к критической плотности тока равной 10^5 А/см^2. Аналогичная попытка, как и в работе [1], была сделана для так называемых «электронных» ВТСП типа $Sr_{1-x}Nd_xCuO_2$ [4] ($T_c \cong 40$ К). Предполагалось, что более высокая плотность носителей электрического тока в «электронных» ВТСП, чем в «дырочных» (системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $YBa_2Cu_3O_9$ и т.д.), позволит получить более высокую j_c. Результаты, однако, оказались весьма скромными: $j_c = 6 \cdot 10^6$ А/см^2 для тонких пленок и $j_c = 4 \cdot 10^4$ А/см^2 для монокристаллов. Для сравнения приведем значения критической плотности тока для тонких пленок, полученных методом лазерного напыления, для соединения $YBa_2Cu_3O_9$ на подложке $CaNdAlO_4$ ($YBa_2Cu_3O_9$ / $CaNdAlO_4$): $j_c = 1,0 \cdot 10^6$ А/см^2 ($T_c = 87$ К) и $j_c = 8 \cdot 10^6$ А/см^2 ($T_c = 77,3$ К). Последние данные показывают, что увеличение температуры всего на 10 К снижает критическую плотность тока в восемь раз. Обусловлено это близостью к точке фазового перехода в нормальную (несверхпроводящую) фазу. Таким образом, приведенные экспериментальные данные показывают, что попытки увеличить критическую плотность тока, основанные на последовательной замене различных элементов в ВТСП соединениях с сохранением стехиометрии состава, а также допировании их различными высокопроводящими металлами (например, Ag [3]), до сих пор не привели к повышению j_c до 10^6 А/см^2 при температуре жидкого азота, что существенно затрудняет использование керамических ВТСП в современной технике. Все приведенные данные были получены в условиях, когда критическая температура T_c в лучшем случае не увеличивалась [2–4]. В экспериментах, описанных в [1], она даже снижалась. Это и привело к тому, что достичь необходимых значений $j_c = 10^6$ А/см^2 для массивных образцов не удалось. Отсюда можно сделать вывод, что наиболее надежным и эффективным способом повышения критической плотности тока j_c при $T = 77$ К и выше является синтез новых ВТСП соединений.

2. Критерии выбора элементов для синтеза новых ВТСП соединений

Как было показано в [5,6], для того чтобы успешно синтезировать ВТСП соединения с более высокой критической температурой T_c, необходимо соблюдение следующих критериев.

1. В ВТСП должны существовать группы элементов, образующие ковалентно связанные комплексы.

2. Элементы, входящие в состав новых ВТСП и участвующие в образовании ковалентных связей, должны иметь по возможности наименьший ионный радиус. Это должно обеспечить меньшую обменную корреляционную длину $\langle r_c \rangle$ в системе спинов коллективизированных носителей тока [5,6] и, соответственно, малую длину когерентности ξ.

3. Элементы, входящие в состав новых ВТСП, должны иметь по возможности более низкий потенциал ионизации и высокую валентность. Благодаря этому можно обеспечить высокий электронно-ионный потенциал U и, соответственно, высокие значения параметра спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$ [5–7], которая в значительной степени определяет коэффициент усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия K_y в ВТСП [5–7].

4. Элементы, входящие в состав новых ВТСП, должны иметь по возможности как можно меньшую массу иона приведенной элементарной ячейки. Это также должно привести к увеличению параметра спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$ и коэффициента усиления K_y [5–7].

5. Синтезируемые новые ВТСП должны иметь тенденцию к установлению антиферромагнитного дальнего порядка по мере уменьшения температуры вплоть до нуля температур. Наличие антиферромагнитного дальнего порядка или тенденции к его установлению в несверхпроводящей матрице, используемой для синтеза новых ВТСП с более высокой T_c (прежде всего ВТСП со структурой перовскита), в которых в полной мере проявляется эффект обменного усиления электрон-фононного взаимодействия [5–7], является обязательным [8]. Антиферромагнитный дальний порядок должен устанавливаться в системе элементов, участвующих в образовании ковалентных связей. Это условие накладывает ограничение па обменную корреляционную длину сверху [5,6], которая не должна превышать периода антиферромагнитной структуры (в сверхпро-

водящей фазе, разумеется), усредненного по трехмерной магнитной элементарной ячейке.

Однако все эти пять критериев не указывают, как правильно выбирать исходную матрицу (как правило, несверхпроводящую), с определенной кристаллографической и магнитной симметрией, легируя которую соответствующими элементами и сохраняя стехиометрию состава, можно было бы их выполнить. Цель легирования состоит в том, чтобы увеличить плотность носителей электрического тока до значений 10^{22}–10^{23} см$^{-3}$ и одновременно подавить антиферромагнитный дальний порядок в исходной матрице [6]. Анализ, основанный на аккуратном вычислении коэффициента усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия K_y, показывает, что наиболее выгодной в данном случае оказывается кубическая симметрия (объемноцентрированная или гранецентрированная) элементарной ячейки исходной матрицы. Нетрудно понять [5–7], что в этом случае обменная корреляционная длина $\langle r_c \rangle$ оказывается минимальной и, в принципе, может приближаться к величине постоянной решетки кубической элементарной ячейки. Тем не менее многочисленные экспериментальные данные (и, в частности, [4]) показывают, что для ВТСП систем с кристаллографической симметрией, близкой к кубической (так называемые «электронные» ВТСП), критическая температура не превосходит 40 К, хотя в них в исходной несверхпроводящей фазе существует антиферромагнитный дальний порядок. Можно, конечно, объяснять этот факт большой ионной массой приведенной элементарной ячейки из-за наличия в их составе тяжелых редкоземельных элементов (например, Nd, Ce), однако столь большая разница в T_c по сравнению с системой $YBa_2Cu_3O_9$ не может быть объяснена только этим фактом. В системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ T_c еще ниже и составляет всего 40 К. Правда, для этого соединения не выполняется критерий 5 (в исходной матрице с классической элементарной ячейкой перовскита отсутствует антиферромагнитный дальний порядок). Причина столь невысоких значений T_c в указанных выше соединениях обусловлена тем, что в них экспериментально наблюдается относительно невысокая плотность носителей электрического тока, которая составляет 10^{21}–10^{22} см$^{-3}$. Ее увеличение, несомненно, должно привести к уменьшению обменной корреляционной длины, так как $\langle r_c \rangle$ — обменная корреляционная длина в системе спинов носителей тока. Однако, как было показано в [6,7], коэффициент усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия в ВТСП K_y имеет логарифмическую зависимость от параметра спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$, т.е. является монотонно возрастающей функцией. Поэтому довести величину K_y до значений порядка 10 крайне трудно, для этого необходимо, чтобы $\langle r_c \rangle$ стремилась к постоянной решетки кубической элементарной ячейки. Причина этой трудности состоит в том, что в рамках разработанной нами квазилинейной теории ВТСП мы не достаточно полно учли электрон-электронные корреляции в ВТСП фазе, точнее спин-электронное взаимодействие. Поэтому в недостаточной степени было выяснено влияние увеличения плотности носителей тока на величину коэффициента усиления K_y. Данная работа посвящена более детальному изучению спин-фонон-электронных корреляций в ВТСП с целью обоснования возможности более эффективного повышения критической температуры T_c с помощью определения дополнительных критериев синтеза новых ВТСП материалов с более высокой критической температурой.

3. Спин-фонон-электронные корреляции в ВТСП

В работах [5,6] была детально рассмотрена спин-волновая динамика ВТСП типа $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_9$, в которых экспериментально наблюдается сосуществование антиферромагнитной и высокотемпературной сверхпроводящей фаз, причем максимальное значение критической температуры T_c соответствует максимальному значению параметра линейной спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$, который определяется отношением k_s / k_c [5,6], где k_s — волновой вектор антиферромагнитной структуры, $k_c = 2\pi / \langle r_c \rangle$ — обратная обменная корреляционная длина в системе электронных спинов, ответственных за формирование дальнего магнитного порядка в антиферромагнитной фазе, а также за возникновение связанных синглетных электронных пар при фазовом переходе в ВТСП фазу [5–7]. Однако сложность дисперсионного уравнения связанных спин-фононных колебаний в ВТСП фазе не позволила нам определить численные значения параметра спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$, при которых достигается максимальное значение критической температуры T_c, что оставило открытым вопрос о возможности синтеза новых ВТСП соединений с кристаллической структурой типа перовскита с критической температурой T_c порядка комнатной. Наша задача состоит в том, чтобы показать: достаточно ли эффективен механизм обменного усиления электрон-фононного взаимодействия в ВТСП фазе [5–7] для обоснования возможности синтеза на основе неорганических соединений со структурой типа перовскита новых классов ВТСП соединений с более высокими значениями T_c, в том числе и при комнатной температуре.

Продолжим анализ спин-волновой динамики рассматриваемого класса соединений в ВТСП фазе. Будем исходить из эффективного гамильтониана спиновой системы следующего вида:

$$\mathcal{H}_s^{\text{eff}} = \frac{1}{2}\int dx \left[\frac{(m_i m_i^*)}{\chi_i} + \frac{1}{k_c^2} J_0 S \left(A_{\nu i} A_{\nu i}^* \right) - J_0 S \left(\Omega_i \Omega_i^* \right) - \right.$$
$$\left. - \mu \left(H_0 \Omega_i + \Omega_i^* + m_i + m_i^* \right) \right]. \qquad (1)$$

В выражении (1) обобщенный вектор намагниченности Ω_i, с учетом того, что в системе существует тенденция к установлению антиферромагнитного дальнего порядка, задается в следующем виде:

$$\Omega_i = \Omega_i \left[\delta_{1i} + \delta_{2i} \exp\left(i k_s x \right) \right]. \quad (2)$$

Векторам m_i, $A_{\nu i}$ соответствуют обобщенный парамагнитный момент спиновой системы и обобщенный градиент намагниченности [6]. С учетом выражения (2) эффективный гамильтониан системы сводится к виду:

$$\mathcal{H}_s^{\text{eff}} = \int dx \left\{ \frac{m_i^2}{2\chi_i} + \frac{J_0 S}{2k_c^2} A_{\nu i}^2 - \frac{1}{2} J_0 S \left[\delta_{1i} + \delta_{2i} \left(1 - k_s^2 / k_c^2 \right) \right] \Omega_i^2 - \right.$$
$$\left. - \mu \left(H_0 \Omega_i + m_i \right) \delta_{1i} \right\}. \quad (3)$$

Поскольку нас будет интересовать спин-волновая динамика ВТСП фазы, соотношение k_s / k_c должно быть меньше единицы [6]. В противном случае в системе происходит локализация электронных спинов на ионах меди (Cu^{2+}) и установление антиферромагнитного дальнего порядка, сопровождающееся фазовым переходом в полупроводниковую фазу [6]. Дальнейший анализ спектров спиновых флуктуаций проводится аналогично тому, как это было сделано в [8]. Используя метод скобок Пуассона, запишем уравнения движения для векторов m_i, $A_{\nu i}$, Ω_i. Выбирая для них статические решения, определяющие основное состояние спиновой системы в следующем виде:

$$m_i = \chi_i \mu H \delta_{1i}, \quad (4)$$

$$A_{\nu i} = \nabla_\nu \Omega_i, \quad (5)$$

$$\Omega_i = -\mu H \chi_i \delta_{1i} + A_{i0} \cos\left[(nx) k_c \sqrt{\delta_{1i} + \delta_{2i} (1 - k_S^2 / k_c^2)} \right] +$$
$$+ B_{i0} \sin\left[\left(nx \right) k_c \sqrt{\delta_{1i} + \delta_{2i} \left(1 - k_s^2 / k_c^2 \right)} \right], \quad (6)$$

где $A_{i0} = \delta_{1i} \left(I + \mu H \chi_i \right) + I \delta_{2i}$, $B_{i0} = A_{i0}$, $x_i = \left(I / (J_0 S) \right) \times \times \left(\delta_{1i} + \delta_{2i} \right)$, J_0 — потенциал обменного взаимодействия между спинами, $S = 1/2$, мы можем определить частоты спиновых возбуждений в ВТСП фазе при низких температурах.

Спектр спиновых волн содержит семь колебательных мод, четыре из которых соответствуют колебаниям парамагнитной компоненты намагниченности Ω_1, а три — антиферромагнитной компоненты Ω_2. Две из них являются продольными, пять — поперечными, причем одна из них является однородной парамагнитной модой. Итак, спектр спиновых флуктуаций в ВТСП фазе выглядит следующим образом:

$$\omega_{i0k} = \mu H \delta_{i1}; \quad (7)$$

$$\omega_{i\|k} = \sqrt{\frac{J_0 S}{\chi_i} \left\{ \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 - \left[\delta_{1i} + \delta_{2i} \left(1 - k_s^2 / k_c^2 \right) \right] \right\}}, \quad (8)$$

$$\tilde{\omega}_{i\perp 1k} = \mu H \delta_{1i} + \omega_{i\perp 1k}, \quad (9)$$

$$\tilde{\omega}_{i\perp 2k} = \mu H \delta_{1i} + \omega_{i\perp 2k}. \quad (10)$$

В выражениях (9), (10) частоты поперечных спиновых флуктуаций соответственно равны:

$$\omega_{i\perp 1,2k} = \sqrt{\omega_{i\|k}^2 \pm \frac{J_0 S}{\chi_i} \frac{1}{k_c^2} \left(k_\nu A_{\nu i0} \right)}. \quad (11)$$

Величина $A_{\nu i0} = A_{\nu i}^z(0)$. Нас будут прежде всего интересовать выражения (8), (10) с точки зрения их вклада в низкотемпературную теплоемкость электронной системы в отсутствие внешнего магнитного поля. Парциальный вклад спиновых флуктуаций в теплоемкость системы при низких температурах ($T/T_c \ll 1$ и, соответственно, $T/J_0 S \ll 1$) можно определить, если ввести флуктуационную свободную энергию следующего вида:

$$\beta F^{\text{fluct}} = \sum_k \sum_{\substack{i=1,2 \\ \alpha = \|, 1\perp, 2\perp}} \ln\left(1 - e^{-\beta \omega_{i\alpha k}} \right), \quad (12)$$

$\beta = 1/T$ — обратная температура.

Дальнейшее вычисление соответствующих вкладов от продольных и поперечных спиновых волн в теплоемкость системы при низких температурах сводится к вычислению производных от функции (12) по обратной температуре:

$$C_V^{\text{fluct}} = -\beta^2 \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left(\beta F^{\text{fluct}} \right).$$

Проводя эту формальную процедуру, получаем два наиболее интересных, на наш взгляд, случая.

1. Волновой вектор спиновых флуктуаций k ориентирован относительно волнового вектора k_c произвольным образом. Этот случай наиболее интересен, когда система приближается к фазовому переходу в состояние с антиферромагнитным дальним порядком [6], т.е. вектор k_c стремится по величине и по направлению к вектору антиферромагнитной структуры k_s. При этом происходит резкое уменьшение плотности носителей электрического тока и, соответственно, плотности состояний на уровне Ферми [6]. Парциальные вклады в флуктуационную теплоемкость от продольной и поперечных спиновых мод для парамагнитной и антиферромагнитной компонент будут выглядеть следующим образом:

1) $\quad T/J_0 S \ll q_i$, $q_i = \sqrt{\delta_{1i} + \delta_{2i} \left(1 - k_s^2 / k_c^2 \right)}$,

$$C_{V\|i}^{\text{fluct}} = \frac{V_0 k_c^d}{\pi^{d-1}} 3\zeta(3)(\chi_i J_0 S) q_i^{d-2} \left(\frac{T}{J_0 S}\right)^2, \quad (13)$$

$$C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{V_0 k_c^d}{\pi^{d-1}} 3\zeta(3)\left(\delta_{2d} + \delta_{3d}\frac{\sqrt{5}}{2}\right) q_i^{d-2} (\chi_i J_0 S)\left(\frac{T}{J_0 S}\right)^2. \quad (14)$$

2) $$T/J_0 S \gg q_i$$

$$C_{V\|i}^{\text{fluct}} = C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{V_0 k_c^d}{2\pi^{d-1}} (d+1)\Gamma(d+1) \times$$

$$\times \zeta(d+1)(J_0 S)^d (\chi_i / J_0 S)^{d/2} \left(\frac{T}{J_0 S}\right)^d, \quad (15)$$

где $d = 2,3$ — размерность пространства, V_0 — объем элементарной ячейки.

Из формул (13)–(15) следует, что чем ближе мы приближаемся к точке фазового перехода в антиферромагнитную фазу $k_c \to k_s$ [6], то для $d = 3$ зависимость низкотемпературной спиновой теплоемкости становится все более близкой к кубической, как для фононов.

2. Волновой вектор спиновых флуктуаций k ориентирован вдоль волнового вектора k_c. Этот случай реализуется вдали от точки антиферромагнитного фазового перехода, когда вектор k_c произвольно ориентирован, т.е. в области высоких значений плотности носителей тока [6], когда роль спиновых флуктуаций обменной природы в сверхпроводящем спаривании особенно велика [6,7]. В этом случае вычисление парциальных вкладов в спиновую флуктуационную теплоемкость приводит к следующему результату:

1) $$\left(\frac{\chi_i}{J_0 S}\right)\frac{1}{\beta^2 q_i^2} \ll 1$$

$$C_{V\|i}^{\text{fluct}} = \frac{V_0^{1/d} k_c}{\pi} 6\zeta(3)\left(\frac{J_0 S \chi_i}{q_i}\right)\left(\frac{T}{J_0 S}\right)^2, \quad (16)$$

$$C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{V_0^{1/d} k_c}{\pi} 4\sqrt{3}\zeta(3)\left(\frac{J_0 S \chi_i}{q_i}\right)\left(\frac{T}{J_0 S}\right)^2, \quad (17)$$

2) $$\left(\frac{\chi_i}{J_0 S}\right)\frac{1}{\beta^2 q_i^2} \gg 1$$

$$C_{V\|i}^{\text{fluct}} = C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{V_0^{1/d} k_c}{\pi} 2\zeta(3)(J_0 S \chi_i)^{1/2}\left(\frac{T}{J_0 S}\right). \quad (18)$$

Формула (18) применима только для антиферромагнитной ветви (так же, как и формула (15)). Следовательно, линейная зависимость спиновой теплоемкости от температуры в области низких температур характерна для ВТСП, в которых имеет место тенденция к установлению антиферромагнитного дальнего порядка. Это утверждение подтверждается многочисленными экспериментальными данными (см., например, [9,10]), полученными вскоре после открытия ВТСП систем $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_9$. Заметим также, что степенные вклады в низкотемпературную теплоемкость от спиновых флуктуаций в классических сверхпроводниках второго рода отсутствуют из-за большой длины когерентности ξ, а так как $k_c \le k_\xi$ (k_ξ — обратная длина когерентности) [6], то $V_0^{1/d} k_c \to 0$, и мы будем иметь классическую для сверхпроводников экспоненциальную зависимость электронной теплоемкости от температуры в области низких температур. Следует также заметить, что формула (18) применима для антиферромагнитных ВТСП или для ВТСП, в которых имеет место тенденция к установлению антиферромагнитного дальнего порядка с невысокими значениями параметра обменного взаимодействия $(J_0/k_B) < 100\,\text{K}$ (k_B — постоянная Больцмана), что наиболее характерно для висмутовых и талиевых ВТСП систем.

Перейдем теперь к рассмотрению спин-фононного взаимодействия в высокотемпературной сверхпроводящей фазе. Эффективный спин-фононный гамильтониан для антиферромагнитного ВТСП имеет следующий вид [6]:

$$\mathcal{H}_{s+\text{ph}}^{\text{eff}} = \int dx \left\{ \begin{aligned} &\frac{m_i^2}{2\chi_i} + \frac{1}{2k_c^2} J_0 S A_{\nu i}^2 - \frac{1}{2} J_0 S\left[\delta_{1i} + \delta_{2i}\left(1 - k_s^2/k_c^2\right)\right]\Omega_i^2 - \\ &-\mu(H_0\Omega_i + m_i)\delta_{1i} + \frac{p_\nu^2}{2M} + \frac{1}{2}\lambda u_{ik}^2 + g\frac{p_\nu}{2M}\left[(A_{\nu i} m_i) + (m_i A_{\nu i})\right] + \\ &+ g^2 \chi_i \frac{p_\nu p_{\nu'}}{2M^2}(A_{\nu i} A_{\nu' i}) - g\chi_i \frac{p_\nu}{M}(\mu H A_\nu)\delta_{1i} \end{aligned} \right\}. \quad (19)$$

В выражении (19) p_ν — импульс фонона, λ — модуль упругости, u_{ik} — тензор деформаций, M — приведенная масса иона кристаллографической элементарной ячейки, $g = U/J_0$ (U — электрон-ионный потенциал). Полная система уравнений движения для векторов m_i, $A_{\nu i}$, Ω_i, m_i, p_ν, u_ν достаточно сложна и мы здесь ее опускаем (см. [6]). Отметим лишь, что с фононами линейно связанными в области больших значений волнового вектора $k > \min\left(k_c\sqrt{1-k_s^2/k_c^2}, k_c\right)$ оказываются продольные спиновые моды (8). Учитывая это, мы приведем здесь линеаризованные уравнения для продольной компоненты неравновесного парамагнитного момента δm_i^z и безразмерного импульса фонона $q_\nu = p_\nu/\hbar k_c$:

$$\delta\ddot{m}_i^z = \frac{J_0 S}{\chi_i}\frac{1}{k_c^2}\Delta\delta m_i^z + \frac{J_0 S}{\chi_i}\left[\delta_{1i} + \delta_{2i}\left(1-k_s^2/k_c^2\right)\right]\delta m_i^z + \\ + \frac{J_0 S}{\chi_i}\frac{\tilde{\zeta}_i^2}{gB_{i0}\left(\delta_{1i}+\delta_{2i}\sqrt{1-k_s^2/k_c^2}\right)}n_{i\nu'}\times \\ \times\left\{\frac{1}{k_c^2}\Delta q_{\nu'} + \left[\delta_{1i}+\delta_{2i}\left(1-k_s^2/k_c^2\right)\right]q_{\nu'}\right\}, \qquad (20)$$

$$\ddot{q}_\nu = \frac{\hbar^2\lambda}{M}\Delta q_\nu + \frac{\hbar^2\lambda}{M}\tilde{\zeta}_i^2 n_{i\nu}n_{i\nu'}\Delta q_{\nu'} + \\ + \frac{\hbar^2\lambda}{M}g n_{i\nu}B_{i0}\left(\delta_{1i}+\delta_{2i}\left(1-k_s^2/k_c^2\right)\right)\Delta\delta m_i^z. \qquad (21)$$

В уравнениях (20), (21) $\tilde{\zeta}_i$ — эффективный параметр линейной спин-фононной связи, равный

$$\tilde{\zeta}_i = g\hbar B_{i0}\sqrt{\frac{\chi_i}{M}}k_c\left[\delta_{1i}+\delta_{2i}\sqrt{1-k_s^2/k_c^2}\right], \qquad (22)$$

$n_{i\nu} = A_{i\nu 0}/B_{i0}k_c$ — вектор, ориентированный вдоль волнового вектора $k_c = k_c\left(\delta_{1i}+\delta_{2i}\sqrt{1-k_s^2/k_c^2}\right)$. Теперь, имея уравнения (20)–(22), нетрудно записать дисперсионное уравнение связанных спин-фононных колебаний:

$$\left(\omega_{1\|\mathbf{k}}^2-\omega^2\right)\left(\omega_{2\|\mathbf{k}}^2-\omega^2\right)\left(\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}^2-\omega^2\right)- \\ - z_1^2\omega_{1\|\mathbf{k}}^2\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}^2\left(\omega_{2\|\mathbf{k}}^2-\omega^2\right) - z_2^2\omega_{2\|\mathbf{k}}^2\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}^2\left(\omega_{1\|\mathbf{k}}^2-\omega^2\right) = 0. \qquad (23)$$

В уравнении (23) $\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}$ — частота перенормированной фононной моды, равная

$$\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}} = \hbar c_s k\sqrt{1+\tilde{\zeta}_1^2+\tilde{\zeta}_2^2}, \qquad (24)$$

c_s — скорость продольного звука, z_i — приведенный параметр спин-фононного взаимодействия

$$z_i = \frac{\tilde{\zeta}_i}{\sqrt{1+\tilde{\zeta}_1^2+\tilde{\zeta}_2^2}}. \qquad (25)$$

Аналитическое решение уравнения (23) весьма затруднительно, поэтому для того чтобы определить спектр связанных спин-фононных колебаний, мы воспользовались численным решением уравнения (23). С этой целью мы ввели безразмерные переменные:

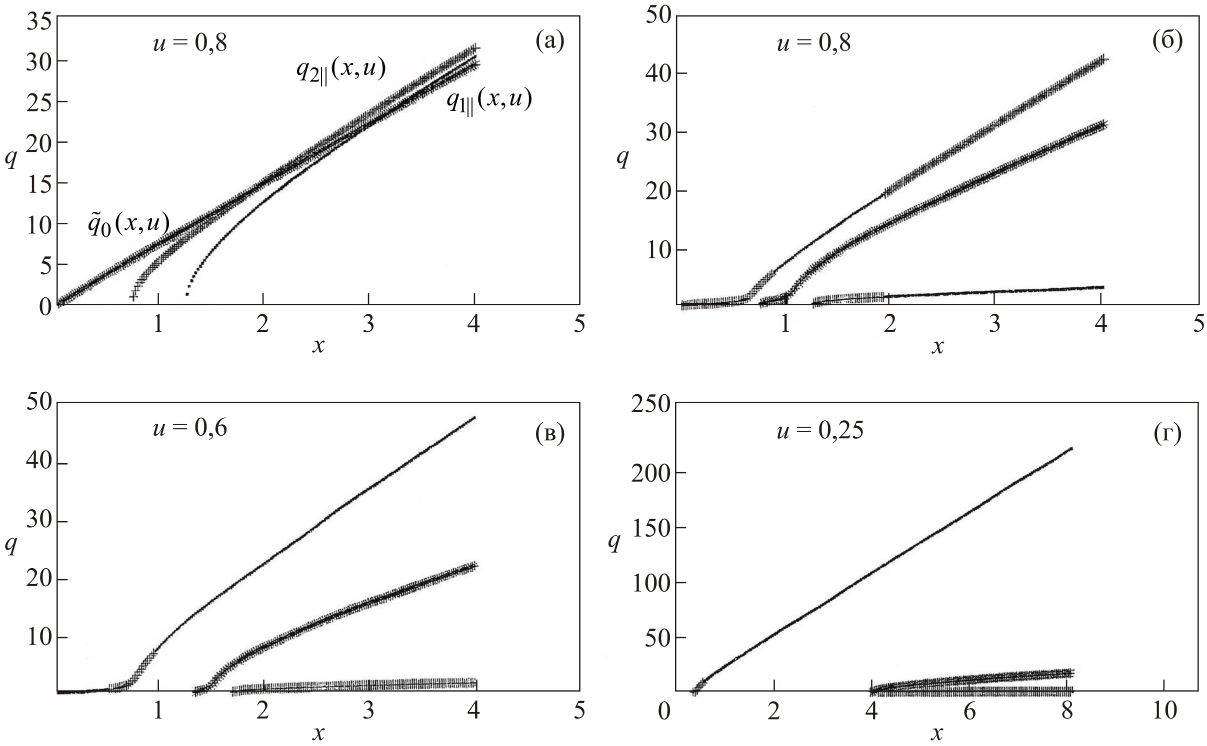

Рис. 1. Случай невзаимодействующих спиновых и перенормированной фононной мод (а); сильное расщепление спиновых и фононной мод, обусловленное высокими значениями параметров линейной спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i > 1$ и $\tilde{\zeta}_i \gg 1$ при указанных значениях параметра $u = k_s / k_c$ (б)–(г).

$$\frac{k}{k_c} = x;\ \frac{\omega}{\hbar c_s k_c} = y;\ \frac{k_s}{k_c} = u;\ \tilde{\zeta}_{is0} = \frac{g\hbar k_s B_{i0}}{\sqrt{J_0 SM}};$$

$$q_{i\|}(x,u) = \frac{J_0 S}{\hbar c_s k_s}\sqrt{u^2x^2 - \left[\delta_{1i} + \delta_{2i}\,(1-u^2)\right]};\quad (26)$$

$$\tilde{q}_c(x,u) = x\sqrt{1 + \left(\frac{\tilde{\zeta}_{1s0}}{u}\right)^2 + \left(\frac{\tilde{\zeta}_{2s0}}{u}\right)^2 (1-u^2)}\,.$$

В результате уравнение (23) для безразмерных переменных (26) свелось к следующему виду:

$$\left(q_{1\|}^2 - y^2\right)\left(q_{2\|}^2 - y^2\right)\left(\tilde{q}_c^2 - y^2\right) - z_1^2(u)q_{1\|}^2\tilde{q}_c^2\left(q_{2\|}^2 - y^2\right) - z_2^2(u)\,q_{2\|}^2\tilde{q}_c^2\left(q_{1\|}^2 - y^2\right) = 0. \quad (27)$$

На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнения (27) при следующих значениях параметров:

$$\frac{J_0 S}{\hbar c_s k_s} \cong 10;\ \tilde{\zeta}_{1s0} \cong \tilde{\zeta}_{2s0} \cong 5.$$

Для наглядности на рис. 1(а) приведен график, соответствующий случаю невзаимодействующих спиновых и перенормированной фононной мод. Графики, изображенные на рис. 1(б)–(г), демонстрируют сильное расщепление спиновых и фононной мод, что обусловлено высокими значениями параметров линейной спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i > 1$ и $\tilde{\zeta}_i \gg 1$ при указанных значениях параметра u. Это указывает на доминирующую роль эффекта обменного усиления при формировании спектров связанных спин-фононных колебаний в ВТСП.

4. Заключение

Изложенная в работе квазилинейная теория позволяет корректно вычислять критическую температуру T_c для случаев, когда параметр спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i \gg 1$ и формулировать критерии синтеза новых ВТСП с более высокой T_c.

1. T. Fujii, Y. Nagano, and J. Shirafuji, *Physica C* **185–189**, 2455 (1991).
2. M. Cooper, *Cryogenics* **32**, 338 (1992).
3. K. Ohba, T. Horio, K. Iwasaki, and A. Oota, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 312 (1992).
4. A. Manthriram, J. Zhou, J.B. Goodenough, and J.T. Markert, *Nature* **351**, 549 (1991).
5. М.А. Савченко, А.В. Стефанович, *Докл. АН СССР* **315**, 1417 (1990).
6. А.М. Савченко, *Коллективные возбуждения в сверхпроводящих системах*, Изд-во PALMARIUM Academic Publishing (2014).
7. В.И. Ильичев, М.А. Савченко, А.В. Стефанович, *Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем*, Наука, Москва (1992).
8. М.А. Савченко, А.В. Стефанович, *ФНТ* **17**, 1263 (1991) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **17**, 669 (1991)].
9. А.М. Савченко, М.А. Дергачев, Б.И. Садовников, *Математические записки* **93**, 477 (2012).
10. Г.Ю. Бочковая, В.А. Волошин, *Теплоемкость высокотемпературных сверхпроводников*, в: *Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. Выпуск 3*, Москва (1990), стр. 36.

On the possibility of increasing the critical temperature of high-temperature superconductors based on the synthesis of new classes of HTS compounds

A.M. Savchenko and M.A. Savchenko

We consider the effect of exchange enhancement of effective electron-phonon interaction in high-temperature superconducting (HTS) systems, and determine the upper limit of the applicability of quasi-linear equations. We describe the spin-phonon interaction in HTS phase. It is shown that if the resonance value of the wave vector $k_{\rm rez} << p_F$, the use of quasi-linear equations is justified because $k_{\rm rez}$ is of order of the inverse correlation length k_c, which, in turn, does not exceed the inverse coherence length (i.e., $k_c << p_F$). Thus, the quasi-linear theory of high-temperature superconductivity can correctly calculate the T_c for the cases when the parameter of the spin-phonon coupling $\xi >> 1$, and can determine the characteristics of the synthesis of new HTS materials with higher T_c.

PACS: **74.20.–z** Theories and models of superconducting state;
74.70.Dd Ternary, quaternary, and multinary compounds (including Chevrel phases, borocarbides, etc.).

Keywords: high-temperature superconductors, critical temperature, spin-phonon interaction, the correlation length.